Ueber das Abklingen der Elektronendichte in einem Edelgasplasma

(Argon und Xenon)

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung der Doktorwürde

der Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Johann Wolfgang Goethe-Universität

Frankfurt am Main

Vorgelegt von

Albert Oskar Zieger

aus Frankfurt am Main

VA 35

Referent: Professor Dr. K. W. Meißner

Tag der mündlichen Prüfung: 27. Mai 1935.

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Meinen lieben Eltern

gewidmet

Einleitung.

Wie in den Arbeiten von Dänzer[1]), Hasselbeck[2]) u. a.[3]) gezeigt wurde, werden kurze elektrische Wellen beim Durchgang durch verhältnismäßig dünne Schichten kräftig ionisierter Gase stark absorbiert. Wie schon aus der ersten Arbeit hervorging, lassen sich auch noch kurze Zeit nach Ablegen der ionisierenden Spannung durch Absorptionsmessungen freie Ladungsträger nachweisen, und es ist nach dem Ergebnis der zweiten Arbeit, die sich eingehend mit der Abhängigkeit der Absorption von der Zahl der freien Elektronen befaßt, möglich, durch eine geeignete Anordnung das Abklingen der Elektronendichte im Plasma nach dem Aufhören der Anregung durch die veränderte Absorption der elektrischen Wellen zu verfolgen. Gegenüber der Sondenmethode[4]) hat die Absorptionsmethode den Vorteil, sehr rasch und ohne Störung der Entladung Aussagen über den Mittelwert der Elektronendichte in dem durchstrahlten Raum zu liefern. Dazu kommt, daß dabei nur die freien Elektronen für die Messung in Betracht kommen, da nur sie für die beobachtete Absorption wesentlich verantwortlich zu machen sind.

In Fortführung der Arbeiten von Dänzer (a. a. O.) und Hasselbeck (a. a. O.) wurde in der vorliegenden Arbeit versucht, durch intermittierende Anregung und Durchstrahlung eines ionisierten Gases das Abklingen der Elektronendichte zu verfolgen.

Der Grundgedanke der dabei verwendeten Methode war folgender: Durch einen geeigneten Schaltmechanismus (s. § 4) wird ein in einem mit Glühkathode versehenen Entladungsgefäß befindliches Gas periodisch elektrisch angeregt und in meßbar

---

[1]) H. Dänzer, Ann. d. Phys., **2**, 27, 1929.
[2]) W. Hasselbeck, Ann. d. Phys., **12**, 477, 1932.
[3]) O. Betz, Ann. d. Phys., **15**, 321, 1932.
P. Keck, Ann. d. Phys., **15**, 903, 1932.
E. G. Linder, Nature, **133**, 259, 1934.
[4]) I. Langmuir, Gen. Electr. Rev., **27**, 616, 1924.
I. Langmuir u. Mott-Smith, Phys. Rev., **28**, 727, 1926.

veränderlichen Zeitabständen nach dem Aussetzen der Anregung mit elektrischen Wellen durchstrahlt. Da der gemessene Absorptionsbetrag ein Maß für die jeweils vorhandene Elektronendichte darstellt, so erhält man auf diese Weise ein Bild der zeitlichen Abklingung der freien Elektronen. Nach ähnlichen, sich aber nur auf sehr kurze Zeiten beschränkenden Versuchen von Dänzer (a. a. O.), waren besonders große Abklingungszeiten bei Edelgasen zu erwarten, weshalb auch für die vorliegenden Messungen Argon und Xenon Verwendung fanden.

A. Versuchsanordnung.

§ 1. Der Sender und Empfänger.

Der Funkenoszillator, der zur Erzeugung der Hertzschen Wellen verwandt wurde, besteht aus Platinstiften P (Abb. 1) von 1 mm Durchmesser und einer der Frequenz angepaßten Länge. Sie sind, wie bei Dänzer (a. a. O.) in kugelig aufgeblasene Bleiglasröhrchen B eingeschmolzen. Die elektrische Energie wird über zwei Vorfunkenstrecken L zugeführt, deren Größe, wie Vorversuche ergaben, für die Senderenergie nur von kleiner Bedeutung

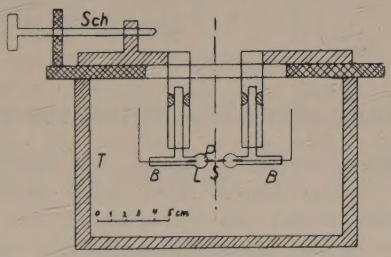

Abb. 1: Sender.

sind. Die Haltevorrichtung und die Vorrichtung, um die für die Energie sehr wesentliche Länge der Senderfunkenstrecke S zu verändern, befindet sich in einem Trog T aus Hartgummi, der mit Petroleum gefüllt ist. Die Bleiglasröhrchen waren als T-Stücke ausgebildet und wurden mit Klammern an Pertinaxstangen befestigt. Diese konnten mit Hilfe einer feinen Schraube Sch (Steigung 0,5 mm) außerhalb der Flüssigkeit in horizontaler Richtung bewegt werden. Das für diese Sendervorrichtung verwendete Material (Grundbrett, Führungen) war Pertinax, da der Einbau von Metallteilen zur Verhütung von Störungen vermieden werden mußte.

Zum Betrieb des Oszillators diente Wechselstrom von 550 Hertz, der auf ca. 15 kV transformiert wurde. Es war notwendig, den Sekundärkreis mit Hochohmwiderständen von 2—3 Megohm zu versehen.

Die Wellenlängenbestimmung des Senders wurde mit einem Interferometer ausgeführt, das dem von Michelson nachgebildet war. Die Wellenlänge, mit der die meisten Messungen ausgeführt wurden, betrug ca. 3,6 cm.

Als Empfänger wurde der von Dänzer (a. a. O.) entwickelte Vakuumbolometer-Empfänger benutzt. Während der Messung wurde das Vakuum der Bolometer durch in flüssiger Luft gekühlte Absorptionskohle aufrecht erhalten. Zur Vermeidung von Störungen waren die Empfänger in geerdeten Blechkästen eingebaut. Außerdem mußten die zu dem Galvanometer führenden Leitungen zum Schutze gegen Störfelder durch eine geerdete Metallhülle geführt werden. Sowohl die Ueberbrückung der Bolometerzweige durch Kondensatoren als auch der Einbau von Drosseln verhinderten in der Brücke hochfrequente Störungen.
Sender und Empfänger waren mit einem aplanatischen Linsensystem aus Paraffin versehen, das bei richtiger Justierung eine wesentliche Steigerung der Galvanometerausschläge ergab. Zur Messung der Bolometerströme diente ein schnellschwingendes Spiegelgalvanometer von Siemens & Halske mit einer Empfindlichkeit von 3.10^{-9} Amp./Sktl.

§ 2. Gang der Absorptionsmessungen.

Bei den bisherigen Messungen kamen zur Elimination der nicht zu vermeidenden Senderschwankungen außer dem Hauptempfänger noch ein Kontrollempfänger zur Verwendung, der einen konstanten Bruchteil der vom Sender ausgehenden Energie durch eine geeignet in den Strahlengang der elektrischen Wellen gestellte Glasplatte empfing und mit einem zweiten „Kontroll-Galvanometer" verbunden war. Der Quotient der Ausschläge des Haupt- und Kontroll-Galvanometers ist unabhängig von Senderschwankungen und erlaubt in einfacher Weise die Absorption in Prozenten (unter Vernachlässigung der vom Absorptionsgefäß reflektierten und gestreuten Strahlung) zu bestimmen. Nachdem anfänglich auch nach diesem Verfahren gearbeitet worden war, erwies sich später doch eine Nullmethode als besser geeignet, da bei ihr das anstrengende Ablesen zweier Galvanometer in Wegfall kam.

Die endgültige Meßanordnung war folgende: Vom Sender S (siehe Abb. 3) gingen zwei Strahlengänge aus, der eine durch das Absorptionsrohr A zum Hauptempfänger HE, der andere in entgegengesetzter Richtung durch ein senkrecht zum Strahlengang stehendes Drahtgitter G zum Kontrollempfänger KE. Das Drahtgitter war in seiner Ebene drehbar angeordnet und bestand

aus Kupfer-Draht von 0,2 mm Durchmesser und einer Gitterweite von ca. 1 mm. Haupt- und Kontrollempfänger waren in einer Kompensationsschaltung mit einem Spiegelgalvanometer verbunden und so abgeglichen, daß das Galvanometer ohne Betätigung des Senders stromlos blieb. Nach dem Einschalten des Senders wurde durch geeignete Verschiebung des Hauptempfängers im Strahlengang wiederum eine, jetzt nicht ohne weiteres vorhandene, Kompensation erreicht, wobei die Drähte des polarisierenden Gitters senkrecht zur Schwingungsrichtung des Oszillators standen.

Bei Anregung der Absorptionsröhre wurde die so hergestellte Abgleichung gestört und konnte durch eine entsprechende Drehung des Gitters rückgängig gemacht werden. In einfacher Weise hängt der zu messende Absorptionsbetrag mit dem Drehwinkel φ des Gitters zusammen.

Stellt in Abb. 2 w die Schwingungsebene des Senders und die mit ihr zusammenfallende Schwingungsebene des Empfängers dar und ist g die (senkrecht zu den Gitterdrähten gerichtete) Durchlaßrichtung des Gitters, ist ferner E_0 die Amplitude der vom Sender ausgehenden Strahlung, so läßt das Gitter den Betrag $E_1 = E_0 \cos\varphi$ hindurch, von dem der Empfänger den Betrag $E_2 = E_1 \cos\varphi = E_0 \cos^2\varphi$ aufnimmt. Da nun mit dem Bolometer die Intensität, d. h. ein dem Quadrat der Amplitude proportionaler Wert gemessen wird, so folgt für die vom Kontrollempfänger aufgenommene Intensität $I_d = I_0 \cos^4\varphi$ Die durch eine gewisse Gitterstellung

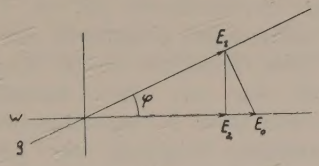

Abb. 2

herbeigeführte Schwächung läßt sich nun gewissermaßen auch einer Absorption durch das Gitter gleichsetzen, und man erhält so für das „Absorptionsvermögen" $A = (I_0 - I_d) / I_0$ oder
$A = (I_0 - I_0 \cos^4\varphi) / I_0 = 1 - \cos^4\varphi$ [5]).

Bei der Auswertung der Versuche wird die Absorption in Prozenten der einfallenden Strahlung angegeben, d. h. der Wert $100 \times A$. Die Genauigkeit der Absorption, die durch besondere Versuche

[5]) vergl. auch E. F. Nichols u. I. D. Tear, Phys. Rev., 21, 587, 1923.

geprüft wurde, beträgt bei starker Absorption ca. 2%, bei schwächerer Absorption kann aber der Fehler bis zu 20% betragen.

Bei den Versuchen stellte es sich zunächst heraus, daß eine Kompensation der Ausschläge kaum möglich war. Das Galvanometer ging meistens erst nach der einen Seite, um dann über die Nullage hinaus nach der anderen Seite auszuschlagen. Es war anzunehmen, daß dieses Verhalten durch die Verschiedenheit der Bolometer in bezug auf Wärmekapazität und Wärmeleitfähigkeit hervorgerufen wurde. In der Tat war auch eine zufriedenstellende Kompensation möglich, nachdem mit großer Sorgfalt die Bolometer in jeder Hinsicht gleich dimensioniert worden waren. Außerdem wurden die Bolometerströme vor der endgültigen Verwendung der Bolometer in der Brückenschaltung mit einem kleinen Edelmannschen Saitengalvanometer untersucht. Die photographische Registrierung der Brückenströme ergab, daß bei verschiedenen Bolometern der Anstieg des Stromes verschieden steil und ebenso der Abfall vom Maximalwert ungleichmäßig war. Die Bolometer, die sich bei diesen Untersuchungen möglichst gleich verhielten, erwiesen sich auch bei der endgültigen Verwendung in der Kompensationsschaltung als brauchbar.

§ 3. Bau des Absorptionsgefässes und elektrische Anregung des Füllgases.

Als Absorptionsgefäß diente dieselbe Glaskugel von 20 cm Durchmesser, die auch von Hasselbeck (a. a. O.) verwendet worden war. Sie war mit auswechselbarer Oxydkathode ausgerüstet und eignete sich für die Erzeugung von Gasentladungen (Niedervoltbogen) mit Stromstärken bis zu 5 Amp. Die Glühkathode war ein rechteckiges Platinblech der Fläche 1 mal 2 cm^2 und 0,003 cm Dicke. Den Heizstrom von 24 Amp. lieferte ein Transformator. Die Anode war mit einer Siedekühlung ausgerüstet. Außerdem waren in dem Rohr 2 Magnesiumelektroden eingeschmolzen, die zur vollständigen Reinigung der Edelgase von fremden Zusätzen mit hochgespanntem Wechselstrom zerstäubt werden konnten.

Eine schon ziemlich weitgehende Reinigung der Edelgase[6]) wurde durch Zerstäubung von Magnesiumelektroden im Reinigungsgefäß R erreicht, wobei das Gas von einer Zirkulationspumpe Z (Abb. 3) durch das Verbindungsstück B wieder nach R befördert wurde. Eine Anzahl von Kühlgefäßen sorgten für die Beseitigung des Quecksilberdampfes. Zur Kühlung diente im allgemeinen flüssige Luft, jedoch mußte bei Xenon, um Kondensation des Füllgases

[6]) Für die kostenlose Ueberlassung der benutzten Edelgase sei der „Griesogen, Griesheimer Autogen-Verkaufsgesellschaft G. m. b. H., Frankfurt a. M.-Griesheim" bestens gedankt.

zu vermeiden, ein Gemisch aus Äther und Kohlensäure Verwendung finden. Die gesamte Glasapparatur wurde mit einer Diffusionsstufenpumpe H und einer Kapselvorpumpe evakuiert.

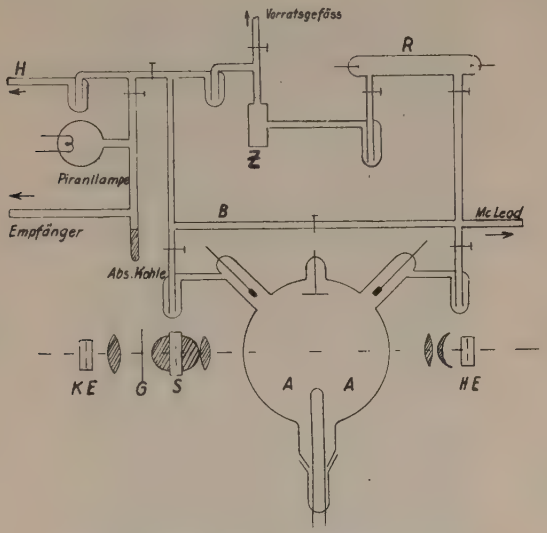

Abb. 3: Schema der Versuchsanordnung.

Die Betriebsspannung der Röhre war vom Druck abhängig und betrug 8—12 Volt bei Argon und 6—15 Volt bei Xenon. Der Strom konnte durch äußere Widerstände zwischen 0,1 und 6 Amp. geändert werden.

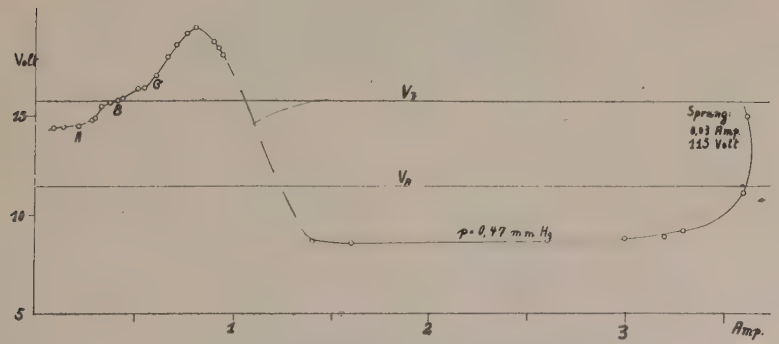

Abb. 4: Charakteristik der Argonentladung.

Die Strom-Spannungscharakteristik der Röhre bei Füllung mit Argon (Druck 0,49 mm Hg) und mit Xenon (0,08 mm Hg) zeigen die Figuren 4 und 5. Sie entsprechen denen der Niedervoltbogen [7]).

Der erste, nicht aufgenommene Teil der Charakteristik, der unterhalb der untersten Anregespannung liegt, müßte nach dem $V^{3/2}$-Gesetz ansteigen.

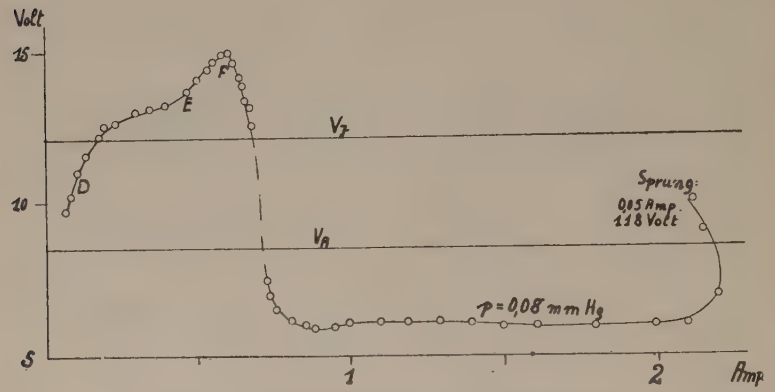

Abb. 5: Charakteristik der Xenonentladung.

Sowohl bei Argon als auch bei Xenon traten beim Brennen des Bogens Schwingungen von Hörfrequenz auf, deren Frequenz vom Gasdruck und von dem Widerstand des Entladungskreises abhingen. Diese Schwingungen waren ohne weitere Hilfsmittel wahrnehmbar, konnten aber durch Einschalten eines Telefons in den Stromkreis wesentlich verstärkt werden. Untersuchungen mit einem Kathodenstrahloszillographen ergaben, daß diesen Schwingungen Spannungsamplituden bis zu 2 Volt entsprachen. In Abb. 6 sind einige photographisch registrierte Aufnahmen dargestellt. Die zunächst auftretenden unregelmäßigen Schwingungen kleiner Amplitude (Abb. 6, A u. D) werden, je mehr sich die Brennspannung dem Maximalwert nähert, regelmäßiger und außerdem verkleinert sich die Frequenz (Abb. 6, B u. E), während sich die Amplitude vergrößert. Die Regelmäßigkeit der Schwingungen nimmt wieder ab, sobald die Ionisierungsspannung erreicht ist, in periodisch wiederkehrenden kurzen Zeiten sind keine Schwingungen vorhanden (Abb. 6, C). Hierbei kann es sein, daß noch höher frequente Schwingungen den Amplituden überlagert sind, wie es bei E deutlich zu erkennen ist. Im Spannungsmaximum der Charakteristik sind entweder gar keine Schwingungen vorhanden oder nur ganz wenige (Abb. 6, F). In dem dann folgenden Uebergang zum anomalen Niedervoltbogen traten

[7]) Vergl. Hdb. d. Exp. Phys. (Wien-Harms), **XIII**, 3. Teil, § 4, Seite 580.

bei Xenon wieder einige Schwingungen auf, bei Argon indessen war der weitere Brennverlauf vollständig frei von Schwingungen. Auch bei Xenon verschwanden sie nach dem Spannungssprung zum

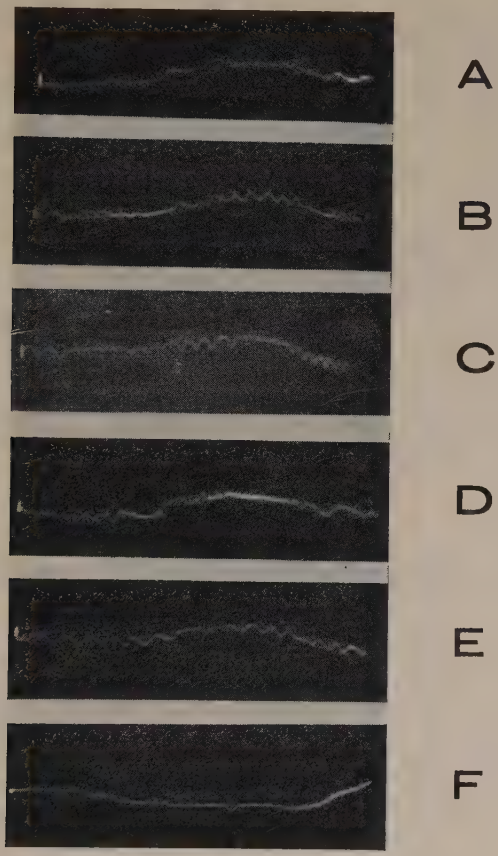

Abb. 6: Schwankungen der Brennspannung.

A – C bei Argon, D – F bei Xenon. Die Buchstaben geben an, in welchen Punkten der Charakteristik die Aufnahme gemacht wurde.

anomalen Bogen. Aenderungen im Heizkreis, auch Ersetzen der Wechselstromheizung durch Gleichstrom blieben ohne Einfluß auf die Schwingungen, dagegen ließ sich die Frequenz durch parallel geschaltete Kondensatoren beeinflussen, wobei aber bestimmte Frequenzen bevorzugt blieben. Nach dem ganzen Verhalten der Schwin-

gungen ist zu vermuten, daß es sich um die von anderer Seite untersuchten Erscheinungen der laufenden Schichten handelt[8]).

Versuchte man dann die Stromstärke durch Verkleinern des Vorschaltwiderstandes zu vergrößern, so trat plötzlich ein Umschlag in der Entladung ein. Die Farbe änderte sich, außerdem zog sich das Glimmlicht ganz in den kathodischen Teil der Entladung zurück. Die Stromstärke sank auf einen sehr kleinen Wert von 0,02 Amp., gleichzeitig stieg die Brennspannung auf 115—118 Volt. Der Umschlag trat um so früher ein, je länger die Röhre bei hoher Stromstärke in Betrieb war, und konnte, sobald sie in diesem Zustande war, nicht durch Verkleinern und selten durch Vergrößern des Vorschaltwiderstandes beeinflußt werden. Oft brannte die Röhre bei baldigem Wiedereinschalten sofort mit hoher Spannung. Man erkannte an dem Farbumschlag des Gases, daß plötzlich das Funkenspektrum des Argons bezw. Xenons auftrat. Spektroskopische Aufnahmen zeigten, daß beim Niedervoltbogen das regelmäßige Bogenspektrum auftrat, während nach dem Umschlag der Entladung das Funkenspektrum deutlich entwickelt war.

Das plötzliche Umschlagen in eine andere Entladungsart hängt wohl mit dem Abbau der positiven Raumladung zwischen Kathode und Anode zusammen, die nach Compton und Eckart[9]) für das Zustandekommen des Niedervoltbogens von grundlegender Bedeutung ist[10]). Die Verwendung einer hohen Batteriespannung macht dann das Auftreten des Funkenspektrums verständlich. Die nähere Untersuchung soll jedoch einer besonderen Arbeit vorbehalten bleiben.

§ 4. Versuchsanordnung zur Aufnahme der Abklingkurven.

Für den Bau der Schalteinrichtung zur Messung der Abklingkurven war das Ergebnis der Arbeit von Dänzer (a. a. O.) zu berücksichtigen, nach dem zu erwarten war, daß ca. 1×10^{-3} sec nach Ablegung der anregenden Spannung noch genügend Elektronen im Gase vorhanden sind, die eine meßbare Absorption ergeben. Der Grundgedanke der Methode ist schon in der Einleitung geschildert.

---

[8]) F. W. Aston u. T. Kikuchi, Proc. Roy. Soc. London, **98**, 50, 1921.
T. Kikuchi, ebd., **99**, 257, 1921.
C. Samson, Ztschr. f. techn. Phys., **6**, 281, 1925.
W. Pupp, Phys. Ztschr., **33**, 844, 1932. **34**, 756, 1933. Ztschr. f. techn. Phys., **15**, 257, 1934.
T. Takamine, T. Sugar u. Yanagihara, Scient. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo, **20**, 63, 1933. **21**, 26, 1933.

[9]) K. T. Compton u. C. Eckart, Phys. Rev., **25**, 139, 1925.

[10]) Vergleiche auch M. J. Druyvesteyn, Ztschr. f. Phys., **64**, 781, 1930.

Der Mechanismus mußte folgende Forderungen erfüllen:

1. Die Erregung mußte in ganz kurzer Zeit von der Röhre abzulegen sein.
2. In meßbaren, veränderlichen Zeiten, nach der erfolgten Ablegung der Spannung, mußte der Senderdurchschlag erfolgen.
3. Der Senderdurchschlag durfte, um die Abklingkurve genügend genau zu erfassen, nur ca. 1×10^{-3} sec. dauern.

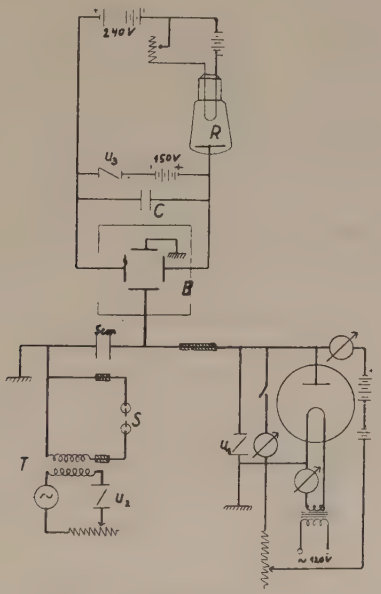

Abb. 7: Schaltschema.

Ein mit einem Synchronmotor (50 Perioden) verbundener Quecksilberunterbrecher U_1 (Abb. 7) schloß die Betriebsspannung der Röhre 200 mal in der Sekunde kurz, wodurch in einwandfreier Weise ein Erlöschen der Bogenentladung in einer sehr kurzen Zeit (ca. 5×10^{-4} sec.) erreicht wurde, wie Oszillogramme mit einem Schleifen- und Kathodenstrahloszillographen ergaben. Ein zweiter synchronisierter Unterbrecher U_2, der durch verschieden starke ohmsche oder induktive Belastung phasenverschoben gegen den ersten laufen konnte, schaltete einen Wechselstrom von 550 Hertz für 1×10^{-3} sec. ein, der über einen Transformator T den Sender S speiste.

Zur Aufnahme der Abklingkurven war es notwendig, daß man:

1. die Betriebsdauer der Absorptionsröhre, ihre Brennspannung und den Zeitpunkt des Erlöschens,
2. die Dauer und den Zeitpunkt des Senderdurchschlages,
3. daraus die genaue Zeitverschiebung des Sendereinsatzes gegenüber dem Erlöschen des Absorptionsrohres bestimmen konnte.

Dies wurde durch die Verwendung einer Braunschen Röhre B (Kathodenstrahloszillograph der Firma S. Loewe) möglich gemacht. Dem einen Plattenpaar der Braunschen Röhre wurde die Brennspannung des Absorptionsgefäßes über einen Widerstand, die des Senders über einen Kondensator zugeführt. An das andere Plattenpaar wurde die Spannung einer Kippschwingung gelegt und man bekam so eine der Zeit proportionale Ablenkung des Kathodenstrahles. Zur Erzeugung der Kippschwingung diente der Kondensator C, der über eine Seddig-Röhre R, die im Sättigungsgebiet arbeitete, aufgeladen und periodisch durch einen Unterbrecher U_3 kurzgeschlossen wurde, der mit dem zweiten Unterbrecher synchron lief. Um an den Rand des Gesichtsfeldes zu kommen, war noch eine Gleichstromquelle von 150 Volt benutzt worden.

B. Versuchsergebnisse.

Auf die im § 4 beschriebene Weise wurde nun die Abklingung der freien Elektronen in stark ionisiertem Argon und Xenon untersucht. Die Ergebnisse sind in Form von graphischen Darstellungen wiedergegeben, wobei die gemessene Absorption der elektrischen Wellen als Funktion der Zeit dargestellt sind. Das Erlöschen der Gasentladung bestimmte den Nullpunkt E der Abklingkurven. Nicht ganz so scharf läßt sich der Zeitpunkt A bestimmen, bei dem die Entladung einsetzt. Es hängt dies mit der Löschzeit des im Unterbrecher gebildeten Bogens zusammen. Da aber der Aufbau der Entladung weniger interessierte als das Abklingen, wurde auf die Beseitigung dieses Mangels keinen Wert gelegt. Bei der Diskussion der Kurven ist auch zu beachten, daß die Zeitdauer des Senderdurchschlages etwa 1×10^{-3} sec. betrug und daß dementsprechend jeder Meßpunkt einer Kurve schon einen Mittelwert darstellt.

§ 5. Ergebnisse für Argon.

Die Messungen wurden bei verschiedenem Druck ausgeführt, und es zeigten sich dabei wesentliche Unterschiede hinsichtlich der Abklingung. Bei kleinen Drucken p=0,5 mm Hg-Säule ist nach 4×10^{-3}

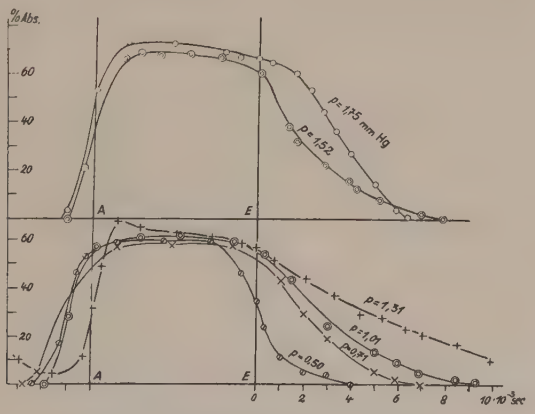

Abb. 8: Abklingkurven für Argon.

sec. keine Absorption mehr zu erkennen, während bei einem Druck von p=1,3 mm Hg auch nach 1×10^{-2} sec. noch eine unzweifelhafte Absorption von mehr als 10% festzustellen ist. Bei höheren Drucken ist der Abfall, wie es aus der Abbildung 8 zu entnehmen ist, wieder steiler, und es tritt eine Verkürzung der Abklingzeit ein. Die bei dem höchsten Druck von p=1,75 mm Hg gewonnene Kurve ist wahrscheinlich durch die nicht vollständige Reinheit des Argons entstellt. Schon relativ kleine Verunreinigungen können die Kurven stark verändern und zum Teil die Reproduzierbarkeit in Frage stellen.

§ 6. Ergebnisse für Xenon.

Für Xenon ergaben sich ähnliche Kurven, nur daß schon bei tieferem Druck sowohl meßbare Absorption als auch Abklingzeiten beobachtbar waren. Das Abklingen der Elektronendichte geht hier wesentlich langsamer vor sich, und bei größeren Drucken konnte die Abklingung nicht mehr im ganzen Umfange verfolgt werden, da die Meßapparatur nur Abklingzeiten bis zu 11×10^{-3} sec. zu messen gestattete. Die

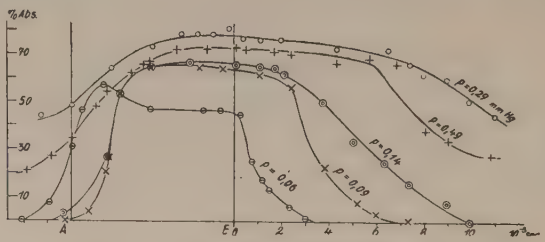

Abb. 9: Abklingkurven für Xenon.

Erreichung reproduzierbarer Ergebnisse bei größeren Drucken bereitete hier auch sehr viel Schwierigkeiten, und die große Edelgasmenge, die die 5-Literkugel beansprucht, war schon für den Druck von p=0,49 mm Hg wahrscheinlich nicht ganz rein. Die Kurve für diesen Druck ist nur einmal aufgenommen worden.

Besonders interessant waren die Verhältnisse bei Xenon beim Uebergang des Niedervoltbogens in die Glimmentladung mit höherer Brennspannung, wie er in § 3 näher beschrieben wurde. Schon während des Aufbaues der Entladung beginnt die Absorption (Abbildung 10) geringer zu werden, um allmählich jedoch wieder anzusteigen, um dann während der ganzen Meßzeit konstant zu bleiben.

Durch die Verwendung von Wechselstrom der halben Frequenz konnten hierbei, allerdings mit einem größeren Fehler, Abklingzeiten bis zur doppelten Größe gemessen werden, und es wurde dabei fest-

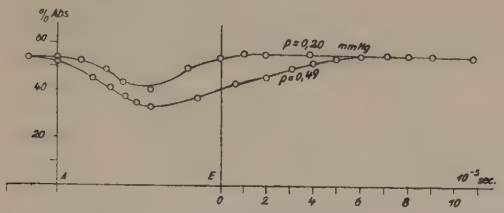

Abb. 10: Abklingkurven für Xenon bei der Glimmentladung mit hoher Spannung.

gestellt, daß nach Ablauf von etwa 8×10^{-3} sec. ein starker Abfall der Absorption einsetzt und daß nach 2×10^{-2} sec. keine meßbare Absorption mehr vorhanden ist.

Auch bei Argon wurden bei der zweiten Entladungsform längere Abklingzeiten beobachtet als beim Niedervoltbogen, jedoch lagen die Absorptionswerte wesentlich tiefer als bei Xenon, nämlich bei ca. 10%, so daß eine genauere Aufnahme nicht möglich war.

§ 7. Ermittlung der Elektronendichte aus den Absorptionskurven.

Nach der Arbeit von Hasselbeck (a. a. O.) läßt sich aus dem Absorptionsvermögen und der Annahme einer konstanten absorbierenden Schichtdicke eine Aussage über die relative Teilchenzahl

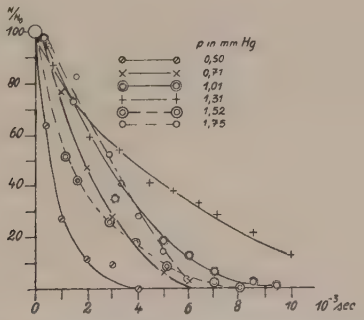

Abb. 11: Abfall der Elektronendichte in Argon.

machen, da man mit großer Näherung den Absorptionskoeffizienten der Elektronendichte proportional setzen kann. Unter Annahme des Biot-Lambertschen Absorptionsgesetzes läßt sich aus dem Ansatz $I_d = I_o\, e^{-\alpha N}$, wo I_o die auffallende und I_d die hindurchgegangene Intensität bedeutet, folgender Zusammenhang mit dem in Prozenten gemessenen Absorptionsvermögen A feststellen:

$$A = 100\ (I_o - I_d)\ /\ I_o = 100\ (1 - e^{-\alpha N}).$$

Bedeuten N_o bezw. N_t die Zahl der zur Zeit o und t vorhandenen Absorptionszentren, die zu dem Absorptionsvermögen A_o bezw. A_t führen, so gilt

$$\frac{N_t}{N_o} = \frac{2 - \log\ (100 - A_t)}{2 - \log\ (100 - A_o)}.$$

Wertet man die Versuchsergebnisse der Messungen in der angegebenen Weise aus, so erhält man die Abbildungen 11 und 12.

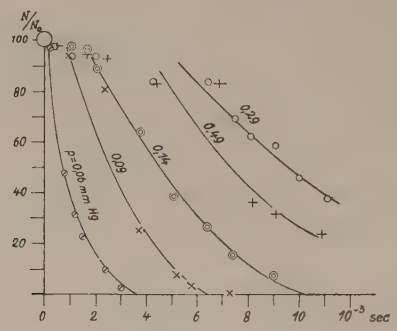

Abb. 12: Abfall der Elektronendichte in Xenon.

Es zeigt sich, abgesehen von den Kurven für die höchsten Drucke, daß der Abfall der Elektronendichte gut durch ein Exponentialgesetz dargestellt werden kann. Die halblogarithmische Darstellung der Kurven ergibt gerade Linien.

C. Schlußbemerkung.

In der vorliegenden Arbeit wurde das Hauptgewicht auf die Ausarbeitung und die Erprobung einer Methode gelegt, ohne Sondenmessung die jeweilige mittlere Elektronendichte in einer zeitlich nicht konstanten Gasentladung zu ermitteln. Ein wesentlicher Fortschritt würde erzielt, wenn man durch Verwendung kleinerer Wellenlänge und genügender Strahlungsenergie mit Bündeln geringerer Breite arbeiten könnte, wodurch auch Momentanmessungen der Elektronendichte in Teilgebieten der Entladung ermöglicht würden. Die Verwendung ungedämpfter Wellen[11]) läßt dieses Ziel als erreichbar erscheinen. Solche Messungen könnten für die Physik der Gasentladungen wertvolle Beiträge liefern.

Einer theoretischen Behandlung der hier experimentell verfolgten Vorgänge stellen sich zunächst große Schwierigkeiten entgegen, da die Anfangs- und Randbedingungen des Problems schwer zu definieren sind. Es kann sich bei den außerordentlich komplizierten Verhältnissen nur darum handeln, eine grobe Abschätzung durchzuführen, ob die Berücksichtigung der verschiedenen Faktoren zu Abklingzeiten der gemessenen Größe führt.

Für das Abklingen der Elektronendichte in einem ionisierten sich selbst überlassenen Gas, mit dem man es in den mitgeteilten Versuchen zu tun hatte, kommen im wesentlichen zwei Effekte in Frage, die Diffusion der Elektronen und die Rekombination mit positiven Ionen. Von der Möglichkeit der Bildung negativer Ionen ist im Falle der Edelgase abzusehen.

Bei der Betrachtung der Diffusion kann die beim Ablegen der Anodenspannung vorhandene hohe Elektronentemperatur, wie sie im Niedervoltbogen herrscht, unberücksichtigt bleiben, da eine Ueberschlagsrechnung zeigt, daß nach dem Verlauf von 10^{-4} sec. die Elektronen durch Energieaustausch thermische Geschwindigkeit angenommen haben. Diese Zeit ist gegenüber der beobachteten Abklingzeit sehr klein. Unter der sicher nicht streng richtigen Annahme,

---

[11]) C. E. Cleeton und N. H. Williams, Phys. Rev., **45**. 234, 1934.
E. G. Linder, Phys. Rev., **45**, 656, 1934.

daß der zwischen den Elektroden liegende Raum gleichmäßig ionisiert ist und daß alle auf die Wand auftreffenden Elektronen für die Absorption verloren gehen, führt die Behandlung des Kugelsymmetrischen Diffusionsproblems auf Abklingzeiten („Halbwertszeiten"), die für reine Elektronendiffusion 10^{-4} sec., für Ionendiffusion 10^{-1} sec. betragen. Da aber die Diffusion als ambipolare Diffusion aufzufassen ist und der entsprechende Diffusionskoeffizient von der Größenordnung des Ionendiffusionskoeffizienten ist, würde die Diffusion allein das beobachtete rasche Abklingen nicht erklären. Verwendet man, um die Zeit abzuschätzen, bis sich die Zahl der Elektronen durch Rekombination auf die Hälfte vermindert hat, unter der Annahme, daß ebensoviel negative als positive Teilchen vorhanden sind, die Angabe von Kenty[12]) für den Rekombinationskoeffizient $r = 2 \times 10^{-2}$ sec^{-1} und den Wert $N = 10^{11}$ für die Zahl der anfänglich in der Volumeneinheit vorhandenen Elektronen, wie er von Hasselbeck (a. a. O.) bei der gleichen Anordnung gemessen wurde, so ergibt sich eine Halbwertszeit von 5×10^{-2} sec.

Diese Abschätzungen legen die Vermutung nahe, daß unter den hier vorliegenden Verhältnissen beide Vorgänge, Diffusion und Rekombination, für die Trägervernichtung in gleicher Größenordnung mitwirken.

[12]) C. Kenty, Phys. Rev., **32**, 624, 1928.

Zusammenfassung.

Es wird eine Absorptionsmethode beschrieben, die — unter Verwendung von kurzen elektrischen Wellen (Wellenlänge 3,6 cm) — gestattet den Mittelwert der momentanen Elektronendichte bei zeitlich veränderlicher Ionisation zu bestimmen. Diese Methode wird auf das Abklingen der Elektronendichte in einem Edelgasplasma (Argon und Xenon bei verschiedenem Druck) nach Aufhören der Anregung angewandt. Es ergaben sich für die Zeiten, in denen die Elektronendichte auf die Hälfte der ursprünglichen gesunken ist, Werte, die je nach den Druckverhältnissen bei Argon zwischen $0{,}5 \times 10^{-3}$ sec und 4×10^{-3} sec. liegen. Bei Xenon findet man Zeiten zwischen $0{,}8 \times 10^{-3}$ und 10×10^{-3} sec.

Die Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, ausgeführt.

Mein herzlichster Dank sowohl für die Anregung der Arbeit als auch für die dauernde fördernde Hilfe gilt Herrn Prof. Dr. K. W. Meißner, ebenso danke ich Herrn Dr. W. Graffunder für manchen wertvollen Ratschlag.

Lebenslauf.

Am 21. September 1910 wurde ich, Albert Zieger, als Sohn des jetzigen Obergärtners Otto Zieger und seiner Ehefrau Katharina geb. Schätzle in Frankfurt a. M. geboren. Nach 6jährigem Besuch der Bismarck-Mittelschule trat ich Ostern 1923 in die Untertertia der Ziehen-Oberrealschule in Frankfurt a. M.-Eschersheim ein und bestand dort Ostern 1929 die Reifeprüfung.

Anschließend widmete ich mich an der Johann Wolfgang Goethe-Universität zu Frankfurt a. M. dem Studium der Naturwissenschaften. Dabei wurden die folgenden Fächer bevorzugt: Physik, Angewandte Physik, Mathematik, Angewandte Mathematik und Chemie. Am Ende des Jahres 1934 beendete ich die zur Vorlage dieser Dissertation notwendigen experimentellen Arbeiten.